JUN 30 1923

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 10000 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 11000 Mark, im Ausland Schweiz. Frcs. 9.— Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit 250.— Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

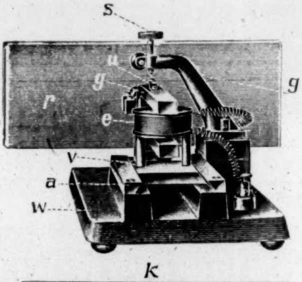
Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

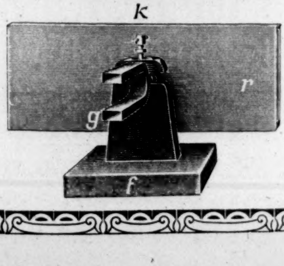
Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 10. | Leipzig, 15. Mai 1923 No. 638 | 24. Jahrgang.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn

München.





Stimmgabeln

mit Resonanzkasten
und elektrischer Erregung
zum Resonanzversuche in
größeren Räumen.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate kostenlos.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

Seite

Anfangspermeabilität: Über die anomale magnetische — in *Ni* und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz, v. B. Wwedensky und K. Theodortschik 216
Dynamik: Zur — der kugelförmigen Sternhaufen, v. E. Freundlich 221
Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in Glas bei hohen Feldstärken, v. A. Günther-Schulze . . . 212
Elemente: Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen —, v. K. Fajans. (B.) 223
— der chemischen und physikalischen Kristallographie. v. P. Groth. (B.) 224
Fajans, K., Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. (B.) . 223
Feldstärken: Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in Glas bei hohen —, v. A. Günther-Schulze . 212
Freundlich, E., Zur Dynamik der kugelförmigen Sternhaufen 221
Glas: Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in — bei hohen Feldstärken, v. A. Günther-Schulze 212
Goldhammer: Zur Notiz von Herrn A. — über Permeabilität eines künstlichen magnetischen Mediums, v. H. Maurer 217
Groth, P., Elemente der chemischen und physikalischen Kristallographie. (B.) 224
Günther-Schulze, A., Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in Glas bei hohen Feldstärken . . 212
Kolorimetrische Untersuchungen IX, v. O. Meißner . 213
Kristallographie: Elemente der chemischen und physikalischen —, v. P. Groth. (B.) 224
Lithiumhalogenide: Die Raumgitter der —, v. H. Ott 209
Maurer, H., Zur Notiz von Herrn A. Goldhammer über Permeabilität eines künstlichen magnetischen Mediums 217
Medium: Zur Notiz von Herrn A. Goldhammer über Permeabilität eines künstlichen magnetischen —, v. H. Maurer 217
Meißner, O., Kolorimetrische Untersuchungen IX. . 213
Möbius, W., Über Verfeinerung der Spiegelablesung 217
Ni: Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in — und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz, v. B. Wwedensky und K. Theodortschik 216
Ott, H., Die Raumgitter der Lithiumhalogenide . . 209
Permeabilität: Zur Notiz von Herrn A. Goldhammer über — eines künstlichen magnetischen Mediums, v. H. Maurer 217
Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen, v. K. Fajans. (B.) 223
Raumgitter: Die — der Lithiumhalogenide, v. H. Ott 209
Spiegelablesung: Über Verfeinerung der —, v. W. Möbius 217
Stahldrähte: Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in *Ni* und — in Wechselfeldern hoher Frequenz, v. B. Wwedensky und K. Theodortschik 216
Sternhaufen: Zur Dynamik der kugelförmigen —, v. E. Freundlich 221
Stoßionisierung: Elektronenabspaltung durch — in Glas bei hohen Feldstärken, v. A. Günther-Schulze 212
Theodortschik, K. und **B. Wwedensky**, Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in *Ni* und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz 216
Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1923 . 224
Wechselfelder: Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in *Ni* und Stahldrähten in — hoher Frequenz, v. B. Wwedensky und K. Theodortschik 216
Wwedensky, B. und **K. Theodortschik**, Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in *Ni* und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz 216

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1922 sind vorrätig und können zum Preise von M. 2400.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Mai 1923. 24. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 12 am 5. Juni 1923.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Ott, Die Raumgitter der Lithiumhalogenide. S. 209.

A. Günther-Schulze, Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in Glas bei hohen Feldstärken. S. 212.

O. Meißner, Kolorimetrische Untersuchungen. IX. S. 213.

B. Wwedensky u. K. Theodortschik, Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in *Ni* und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz. S. 216.

H. Maurer, Zur Notiz von Herrn A. Goldhammer über Permeabilität eines künstlichen magnetischen Mediums (diese Zeitschr. **5**, 111, 1923). S. 217.

W. Möbius, Über Verfeinerung der Spiegelablesung. S. 217.

E. Freundlich, Zur Dynamik der kugelförmigen Sternhaufen. S. 221.

Besprechungen:

K. Fajans, Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. S. 223.

P. Groth, Elemente der chemischen und physikalischen Kristallographie. S. 224.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1923. S. 224.

Personalien. S. 224.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Raumgitter der Lithiumhalogenide.

Von Heinrich Ott.

Nach der Debye-Scherrerschen Methode wurden die wasserfreien Salze von $LiCl$, $LiBr$ und LiJ untersucht, die nach Groth kubisch kristallisieren. Die an dieser Stelle vor einiger Zeit von F. Küstner[1]) mitgeteilte Fadenmethode konnte leider nicht angewandt werden, da die genannten Salze äußerst hygroskopisch sind und sofort nach ihrer Herstellung in einen gut paraffinierten Papierzylinder eingefüllt und mit Paraffin vergossen werden mußten. Aus technischen Gründen war der lichte Durchmesser des Papierzylinders ziemlich groß, nämlich 1,9 mm. Damit muß vor allem der Übelstand in Kauf genommen werden, daß an den erhaltenen Ablenkungswinkeln ϑ zum Teil nicht unerhebliche Korrekturen anzubringen sind, die bekanntlich mit der Stäbchenbreite, der Divergenz der einfallenden Strahlen und der Eindringungstiefe in die durchstrahlte Substanz zusammenhängen. Diese Korrekturen[2]) wurden durch Vergleichsaufnahmen mit bekannten Kristallgittern verschiedener Absorptionsfähigkeit (z. B. MgO, $NaCl$, $AgBr$) und unter Anwendung verschiedener Stäbchendicke und Blendenöffnung bestimmt. Dabei zeigte es sich, daß man bei stärker absorbierenden Substanzen die Linienverschiebung hinreichend genau durch eine einfache Formel geben kann. Mißt man nämlich auf dem Film den Abstand $2s$ zweier zusammengehöriger Linien nicht (wie meist üblich) von Linienmitte aus, sondern von innerer zu innerer Kante, so stimmt unter gewissen Voraussetzungen die anzubringende Korrektur umso genauer mit $2r\cos\vartheta$ (r = Stäbchenradius) überein, je größer die Absorption im Stäbchen ist. Schon bei LiJ, $AgBr$ ist diese Übereinstimmung praktisch vollkommen. In $2s - 2r\cos\vartheta$ hat man dann den auf Stäbchenmitte korrigierten Bogen des Winkels 2ϑ.

Dies erklärt sich leicht in folgender Weise: Wie schon öfters bei derartigen Aufnahmen bemerkt wurde, trägt bei stärker absorbierenden Substanzen zur Reflexion nur die der Antikathode zugewandte Oberflächenschicht des Stäbchens wesentlich bei. Jedoch kommen nicht alle von dieser Schicht ausgehenden Strahlen in Betracht, sondern nur diejenigen, die die Oberflächenschicht verlassen können, ohne das Stäbchen durchsetzen zu müssen. Ist nun die Blende genügend lang und hat sie etwa den gleichen lichten Durchmesser wie das Stäbchen, so werden die „inneren Kanten“ zweier zusammengehöriger Linien L und L' (Fig. 1) durch die Strahlen gebildet, die an der Wand der Blende entlangstreifend das Stäbchen in A und A' tangieren und von hier um den Winkel ϑ abgelenkt werden. Alle übrigen wirksamen Strahlen der Oberflächenschicht ABA' überschneiden die Strahlen AL (bzw. AL') überhaupt nicht oder — bei geeignetem Filmradius oder, was dasselbe ist, bei genügender Blendenlänge — erst außerhalb des Films (Strahl CBL). Die Korrektur auf Stäbchenmitte ergibt sich daraus sofort als $2r\cos\vartheta$. Die Linienkanten sind, wenn man genügend Mühe auf ein glattes Stäbchen verwendet und dasselbe während der Aufnahme dreht, hinreichend scharf, daß ihre Ausmessung auf $^1/_4$ mm durchführbar ist.

Benutzt wurde zur Untersuchung der Li-Salze durchwegs die Kupfer-K-Strahlung. Trotz der großen Stäbchendicke von 1,9 mm erreichte keine der Interferenzlinien auch nur die Breite

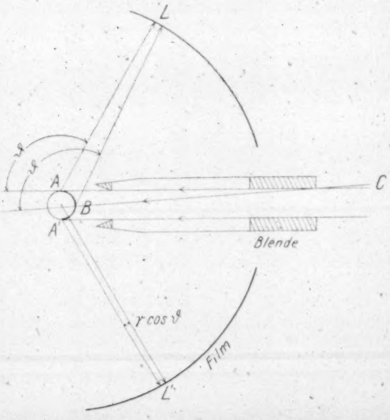
1) H. Küstner, diese Zeitschr. **23**, 257, 1922.

2) Eine theoretische Formel dieser Korrekturen findet ich bei H. Bohlin, Ann. d. Phys. **1**, 55, 1920.

eines Millimeters. Zur Vermeidung einer etwaigen Hydratbildung während der Aufnahme erhielt der Spektrograph im Innern eine Lage P_2O_5; auch wurde einigemal ein Vakuumspektrograph verwandt.

1. *LiCl*. *LiCl* gibt das letzte Wasser erst bei hoher Temperatur ab, andererseits zersetzt es sich bereits bei Rotglut langsam unter *HCl*-Abgabe. Das Anhydrid wurde daher auf folgende zwei Arten hergestellt:

Die Lösung wurde einmal im *HCl*-Strome zur Trockene gedampft, das andere Mal wurde



der einzudampfenden Lösung Chlorammonium hinzugefügt, das sich in der Hitze in *HCl* und NH_3 spaltet. Die auf beide Arten hergestellten wasserfreien Salze gaben vollständig identische Aufnahmen.

Tabelle I bringt das Ergebnis.

Spalte 1 gibt die korrigierten $\sin\frac{\vartheta}{2}$ $\left(\frac{\vartheta}{2} = \text{Glanzwinkel}\right)$, 2 die Angabe, ob β- oder α-Linie, 3 die Indizes der Netzebene, 4 und 5 die Werte

$$C_{\alpha\beta} = \frac{\sin\frac{\vartheta}{2}}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2 + h_3^2}} = \frac{\lambda_{\alpha\beta}}{2a}.$$

Die β-Linien konnten wegen ihrer geringen Intensität nicht genau ausgemessen werden. Die gute Konstanz der C_α-Werte rechtfertigt die Korrektur auf die innere Kante auch bei leichteren Substanzen.

Da nur ungemischte Indizes vorliegen, haben wir es mit einem flächenzentrierten Gitter zu tun, das den *Cl*-Ionen zuzuschreiben ist; die *Li*-Ionen bilden das gleiche Gitter um die halbe

Tabelle I.

$\sin\frac{\vartheta}{2}$	α β	$h_1 h_2 h_3$	C_α	C_β	Intens. gesch.	Intens. ber.
0,232	β	111		$0{,}133_9$	*ss*	
0,2599	α	111	0,150		*st*	29
0,272	β	002		$0{,}135_8$	*ss*	
0,2990	α	002	$0{,}149_4$		*st*	32
0,381	β	022		$0{,}134_6$	*ss*	
0,4234	α	022	$0{,}149_6$		*st*	44
0,446	β	113		$0{,}134_1$	*ss*	
0,4955	α	113	$0{,}149_3$		*st*	47
0,5183	α	222	$0{,}149_6$		*m-st*	22
0,5998	α	004	$0{,}149_7$		*s*	13
0,6519	α	133	$0{,}149_5$		*m-st*	31
0,6683	α	024	$0{,}149_4$		*st*	47
0,7325	α	224	$0{,}149_5$		*st*	44
0,7771	α	{115 333	$0{,}149_5$		*st*	37
0,8474	α	044	$0{,}149_7$		*m*	21
0,8862	α	135	$0{,}149_7$		*sst*	53
0,8979	α	{006 244	$0{,}149_6$		*sst*	58
0,9465	α	026	$0{,}149_6$		*sst*	51

Würfeldiagonale verschoben (*NaCl*-Typ). Ihre Lage läßt sich an der Linienintensität gerade noch ohne Photometrierung erkennen, da der Strukturfaktor für gerade und ungerade Indizessumme sich verhalten muß wie 8 : 5. Zur Kontrolle gibt Spalte 6 die geschätzten Intensitäten, Spalte 7 die berechneten. Zu dieser Berechnung wurden nach üblicher Weise[1]) Strukturfaktor, Lorentzfaktor, Polarisationsfaktor, Häufigkeitszahl der Netzebenen und Absorption im Stäbchen berücksichtigt. Nicht berücksichtigt ist dabei der Debye-Faktor der Wärmebewegung und die Abhängigkeit der Laueschen Funktion ψ vom Winkel ϑ. Die Übereinstimmung von Spalte 6 und 7 ist in Anbetracht des letzteren Umstandes recht befriedigend.

Für C_α ergibt sich als Mittelwert $\overline{C_\alpha} = 0{,}1496$. Setzt man für λ_α den Mittelwert 1,539 aus der α- und α'-Linie des Kupfers, so ergibt sich für die Kantenlänge a des Elementarwürfels:

$$a = \frac{\lambda_\alpha}{2\overline{C_\alpha}} = (5{,}14_3 \pm 0{,}006)\ \text{Å}.$$

Die genauesten Dichtebestimmungen stammen wohl von Baxter: $\delta = 2{,}068$.

Dies gibt für a aus der Dichte bestimmt:

$$a = \sqrt[3]{\frac{4 \cdot 42{,}40}{6{,}0618 \cdot 10^{23} \cdot 2{,}068}} = 5{,}13_4\ \text{Å}.$$

2. *LiBr*. Das Anhydrid wurde von der Chemischen Fabrik C. A. F. Kahlbaum bezogen. Zur Kontrolle wurde auch die wäßrige Lösung mit Ammoniumbromidzusatz eingedampft. Das auf die letzte Art hergestellte Anhydrid zeigte in einem Falle eine um etwa 1 Proz. vergrößerte Gitterkonstante. Vermutlich war nicht alles

1) Debye-Scherrer, diese Zeitschr. **19**, 481, 1918.

Ammoniumbromid verdampft und es lag Mischkristallbildung vor. Jedenfalls zeigten weitere auf die erwähnte Weise hergestellten Anhydride, die auf Ammoniumfreiheit mittels der Nesslerschen Reaktion untersucht wurden, diese Abweichung in der Gitterkonstante nicht mehr.

Tabelle II bringt das gewonnene Ergebnis. Die $\sin\frac{\vartheta}{2}$ sind Mittelwerte aus drei Aufnahmen.

Tabelle II.

$\sin\frac{\vartheta}{2}$	α β	$h_1 h_2 h_3$	C_α	Intens. gesch.
0,2431	α	111	0,1403	*st*
0,2793	α	002	0,1397	*st*
0,3969	α	022	0,1402	*st*
0,4659	α	113	0,1403	*st*
0,4874	α	222	0,1406	*m*
0,563	α	004	0,1407	*ss*
0,6117	α	133	0,1402	*st*
0,6264	α	024	0,1401	*st*
0,6881	α	224	0,1404	*st*
0,7296	α	{115, 333	0,1403	*st*
0,7932	α	044	0,1402	*m-s*
0,8300	α	135	0,1402	*st*
0,8414	α	{006, 244	0,1402	*st*
0,8862	α	026	0,1401	*st*
0,9204	α	335	0,1403	*st*
0,9306	α	226	0,1402	*st*

Da wieder nur ungemischte Indizes vorliegen, haben wir es mit einem flächenzentrierten Bromgitter zu tun. Die Lage der *Li*-Ionen macht sich in der Intensität kaum noch ohne Photometrierung bemerkbar. Es wird jedoch auch hier *NaCl*-Typ bestehen.

Für C_α ergibt sich: $\overline{C}_\alpha = 0{,}1402$ und daraus:

$$a = (5{,}48_9 \pm 0{,}007)\,\text{Å}.$$

Aus der Dichte $\delta = 3{,}464$ (Baxter) erhält man:

$$a = 5{,}48_7\,\text{Å}.$$

3. *LiJ*. Das wasserfreie Salz wurde durch Erhitzen des Hydrats gewonnen. Es konnte jedoch nicht ganz rein erhalten werden, da es in der Hitze Glas, Porzellan, Eisen usw. angreift.

Zuerst wollte es nicht gelingen, von *LiJ* brauchbare Aufnahmen zu erhalten. Die Films zeigten mit wachsendem Winkel ϑ einen so dichten Schleier, daß schon für etwa $\frac{\vartheta}{2} = 30^0$ die Linien nicht mehr zu erkennen waren. Als Ursache wurde unter anderem auch die Jod-*L*-Strahlung vermutet, die von der *Cu-K*-Strahlung angeregt werden mußte. Da kein brauchbares Antikathodenmaterial zur Verfügung stand, das eine längerwellige Primärstrahlung hätte liefern können, wurde das Kristallstäbchen mit einem Zylinder aus Aluminiumfolie von etwa 7 mm Radius umgeben. Die beiden Durchstoßpunkte des Primärstrahls mit diesem Zylinder waren so weit ausgeschnitten, daß der Zylinder während der Aufnahme um etwa 15° nach beiden Seiten um seine Vertikalachse gedreht werden konnte, ohne in den Kegel des Primärstrahls zu gelangen. Nachdem die Belichtungszeit um das Dreifache gesteigert worden war (6000 Mill. Amp.-Minuten bei 25 K. Volt), hoben sich auf dem Film die Linien, soweit der Filter wirkte, kräftig ab. Dies Verfahren führte auch bereits bei anderen Substanzen (z. B. SnJ_4) zum Ziel, bei welchen bisher Debye-Aufnahmen ebenfalls wegen der obengenannten Schwärzung scheiterten.

Tabelle III bringt die Mittelwerte aus 2 Aufnahmen des *LiJ*.

Tabelle III.

$\sin\frac{\vartheta}{2}$	α β	$h_1 h_2 h_3$	C_α	Intens. gesch.
0,222	α	111	$0{,}128_2$	*m*
0,256	α	002	$0{,}127_9$	*st*
0,3137	α	112	$0{,}128_1$	(?) *s*
0,3633	α	022	$0{,}128_4$	*st*
0,4253	α	113	$0{,}128_1$	*st*
0,4423	α	222	$0{,}128_7$	*st-m*
0,5158	α	004	$0{,}128_8$	*m-s*
0,5606	α	133	$0{,}128_5$	*st*
0,5741	α	024	$0{,}128_4$	*st*
0,6280	α	224	$0{,}128_2$	*st*
0,6676	α	{115, 333	$0{,}128_4$	*st*
0,7264	α	044	$0{,}128_3$	*s*
0,7598	α	135	$0{,}128_3$	*st*
0,7694	α	{006, 244	$0{,}128_2$	*st*
0,8117	α	026	$0{,}128_2$	*st-m*
0,8418	α	335	$0{,}128_3$	*st*
0,8513	α	226	$0{,}128_3$	*st*
0,9160	α	{117, 155	$0{,}128_2$	*sst*
0,9258	α	046	$0{,}128_3$	*st*
0,9592	α	246	$0{,}128_2$	*sst*

Die Linie $\sin\frac{\vartheta}{2} = 0{,}3137$ ist mit größter Wahrscheinlichkeit der Papierhülle zuzuschreiben. Eine Probeaufnahme mit der Hülle allein zeigte im Bereich $0 < \sin\frac{\vartheta}{2} < 0{,}4$ bei sehr langer Belichtung mehrere Linien, darunter auch die fragliche.

Nach den auftretenden Indizes zu urteilen, liegt wieder *NaCl*-Gitter vor. Über den Einfluß der *Li*-Ionen auf die Intensität gilt hier erst recht das in der Nummer 2 Gesagte. Aus $\overline{C}_\alpha = 0{,}128_2$ erhält man:

$$a = (6{,}00 \pm 0{,}007)\,\text{Å}.$$

Aus der Dichtebestimmung von Baxter ($\delta = 4{,}061$) ergibt sich:

$$a = 6{,}014\ \text{Å}.$$

Einschließlich des von Debye-Scherrer (l. c.) bestimmten LiF haben also die Li-Halogenide bei Zimmertemperatur $NaCl$-Typ[1]). Nach Groth soll zwar Lehmann beim Abkühlen des wasserfreien $LiCl$ eine zweite Modifikation beobachtet haben, indem die Hexaeder des Anhydrids sich in salmiakähnliche Skelette umwandelten. Doch wird es sich hier um das Monohydrat handeln. Wir konnten an $LiCl$ bei Zimmertemperatur nicht die geringste Spur einer zweiten Modifikation finden, auch dann nicht, wenn dieses unmittelbar vor der Aufnahme 6 Stunden lang in Kohlensäureschnee-Azeton gekühlt war. Dagegen ergab die Untersuchung des Monohydrats ($LiCl + H_2O$) bei 24° C, abgesehen vom Kristallwasser, einen dem $CsCl$ ähnlichen Typ. Sichere Schlüsse über die Stellung des Kristallwassers lassen sich jedoch erst nach Photometrierung der Linien ziehen, wozu bis jetzt noch die Möglichkeit fehlte.

Zusammenfassung.

1. Es wurde eine einfache Formel der Linienverschiebung für die gewöhnliche Debye-Scherrersche Anordnung bei Verwendung verhältnismäßig dicker Pulverstäbchen gegeben.

2. Es wurde eine Filteranordnung beschrieben, welche die gegebenenfalls im Kristallpulver angeregte Eigenstrahlung und damit die Verschleierung des Films abschwächt.

3. Es wurden die Raumgitter der völlig wasserfreien Salze $LiCl$, $LiBr$ und LiJ untersucht und bei diesen $NaCl$-Typ gefunden.

Für die Aufnahmen des $LiCl$ und $LiBr$ wurde eine metallene, gasgefüllte Röntgenröhre (System Assar Hadding) verwendet, die von Prof. M. Siegbahn, Upsala, dem hiesigen Institut überwiesen wurde. Es sei ihm an dieser Stelle für dieses Geschenk der herzlichste Dank ausgesprochen! Die Aufnahmen mit dem Al-Filter sind wegen der nötigen stärkeren Exposition mit einer im hiesigen Institut gebauten metallenen Coolidge-Röhre gemacht.

1) Anmerkung bei der Korrektur: Wie ich gerade erfahre, haben kürzlich Eug. Posnjak u. R. W. G. Wyckoff ebenfalls die Lithiumhalogenide nach der Pulvermethode untersucht und gelangten zum gleichen Ergebnis. (National Academy of Sciences, Washington, Vol 12, p. 248—251.)

München, Inst. f. theoret. Physik der Universität, März 1923.

(Eingegangen 25. März 1923.)

Elektronenabspaltung durch Stoßionisierung in Glas bei hohen Feldstärken.

Von A. Günther-Schulze.

H. H. Poole[1]) konnte seine Messungen über die spezifische Leitfähigkeit $\varkappa$ von Glas bei den konstanten Temperaturen 14 und 74° C und hohen elektrischen Feldstärken X durch die empirische Formel

$$\log \varkappa = a + bX \tag{1}$$

oder

$$\varkappa = e^{a + bX} \tag{2}$$

darstellen.

Wird $X = 0$ gesetzt, so wird $\varkappa = e^a$. Das ist offenbar die gewöhnliche elektrolytische Leitfähigkeit des Glases bei geringen Feldstärken. Mit zunehmender Feldstärke wächst $\varkappa$, also auch die Dichte i des das Glas durchfließenden Stromes nach einer Exponentialfunktion der Feldstärke an.

Es liegt nahe, hier eine Analogie zu den Vorgängen in Luft bei hohen Feldstärken anzunehmen, bei der i ebenfalls nach einer Exponentialfunktion wächst.

Es ergeben sich dann folgende Annahmen:

1. Auch im Glase vermögen freie Elektronen bei hinreichend großen Feldstärken durch Stoß neue Elektronen abzuspalten. Die Zahl der pro Zentimeter Weg von einem Elektron abgespaltenen Elektronen sei der Feldstärke X proportional, also gleich cX.

2a. Die primär vorhandenen freien Elektronen mögen nur an der Kathode entstehen.

Ist dann i_0 die Stromdichte des Elektronenstromes ohne Stoßionisation, L die Dicke der Glasplatte, i die Stromdichte bei Stoßionisation, so ist bekanntlich

$$\frac{i}{i_0} = e^{cXL};\quad i = i_0 e^{cXL}, \tag{3}$$

$$\varkappa = \frac{i}{X} = \frac{i_0 e^{cXL}}{X}, \tag{4}$$

oder mit Einführung neuer Konstanten

$$\log \varkappa = a + bX - \log X. \tag{5}$$

2b. Die primär vorhandenen freien Elektronen mögen im Volumen des Glases verteilt sein.

Dann wird

$$\frac{i}{i_0} = \frac{e^{cXL} - 1}{cXL}. \tag{6}$$

$$\log\left(\varkappa + \frac{1}{X^2}\right) = a + bX - 2\log X. \tag{7}$$

Nach den Messungen von H. H. Poole ist $\log X$ sehr klein gegen bX und $\frac{1}{X^2}$ sehr klein gegen $\varkappa$.

1) Phil. Mag. **42**, 488, 1921.

Also dürften sich die Messungen Pooles durch beide Gleichungen darstellen lassen.

Die Gleichungen (5) und (7) führen zu einer wichtigen, experimentell leicht prüfbaren und für die gemachten Annahmen entscheidenden Folgerung. Nach Gleichung (4) wächst die „Leitfähigkeit" $\varkappa$ bei konstanter Feldstärke nach einer Exponentialfunktion der Dicke L der Glasplatte an.

Aus den Versuchen Pooles ist darüber nichts zu ersehen, da er die Dicke der Glasplatten nicht variiert hat. Es ist der Zweck dieser Zeilen, diese Prüfung anzuregen.

Sollte sich die ausgesprochene Vermutung bestätigen, so wäre damit eine verblüffende Ähnlichkeit zwischen der elektrischen Leitung in Gasen und in Glas bei hohen elektrischen Feldstärken aufgedeckt.

(Eingegangen 2. April 1923.)

Kolorimetrische Untersuchungen. IX.

Von Otto Meißner.

1. Das Farbdreieck.

Für jede der 100 Farben (und wenn man wollte, für beliebige Farbtöne dazwischen) kann man nach Wilh. Ostwald ein Farbdreieck aufstellen, gezeichnet am besten gleichseitig, eine Seite von oben (W: Weißpunkt), nach unten (S: Schwarzpunkt), d. h. die Grauskala; der dritte Punkt R ist die Farbe mit der Reinheit $r = 100$ (siehe Figur).

Schon Ostwald selbst hat einige der Linien darin hervorgehoben: RW als Gerade der „hellklaren", RS als die der „dunkelklaren" Farben, die Parallelen zu RW (RS) als Schwarz-(Weiß-) gleiche oder **Isomelanen** bzw. **Isoleuken**; die die Parallelen zu WS sind die Reingleichen, **Isokatharen** (wohl dem Bastardwort Ostwalds Isopuren, das freilich dafür leichter verständlich ist, aus „Sprachreinheitsgründen" vorzuziehen).

Bezeichnen w, s und r Weißgehalt, Schwarzgehalt und Reinheit, etwa in Prozent, wo dann die zwischen den 3 Größen bestehende Beziehung

$$w + s + r = 100$$

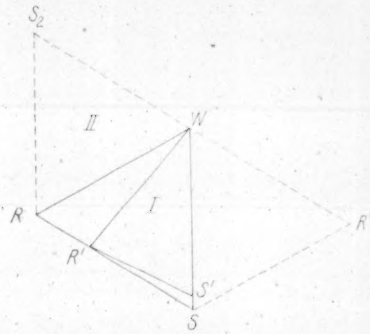
lautet, so sind die Senkrechten auf WS durch

$$w - s = \text{const}$$

definiert, analog die Lote auf RS und RW durch

$$r - s = \text{const} \text{ und } r - w = \text{const}.$$

Da die Punkte WSR keine (formale) Auszeichnung voreinander haben und die Iso-



RWS = theoretisches Farbendreieck,
RWS_2 = einmal an RW gespiegeltes Farbendreieck,
R^*WS = Gegenfarbendreieck,
$R'WS'$ = praktisch herstellbares Farbendreieck einer „kalten" Farbe.

katharen $\neq$ zu WS statt durch $r = \text{const}$ auch ebensogut durch

$$w + s = \text{const}$$

(wobei die letztere Konstante natürlich die obige zu 100 ergänzt) dargestellt werden können, so folgt sofort

$$w + r = \text{const} \text{ und } s + r = \text{const}$$

sind die Parallelen zu WR bzw. SR.

Ohne Schwierigkeit findet man ferner, daß die Transversalen etwa von R aus durch $w : s = \text{const}$ definiert sind (man braucht nur eine Parallele zu WS zu ziehen, um dies aus der Ähnlichkeit der entstehenden Dreiecke abzulesen), ebenso sind

$$r : w = \text{const} \text{ und } r : s = \text{const}$$

die Transversalen von S auf RW bzw. von W auf RS. In Ostwalds „logarithmischem" Farbdreieck, wo r und s ins Unendliche rücken, werden die Geraden $r : w$ Parallele zu $W (\rightarrow S)$; er nennt sie Schattengleiche (**Isoskiën** würde ich mir vorzuschlagen erlauben) und betrachtet sie als physiologischen Ersatz der äußerlich nicht so ins Auge fallenden Isokatharen (Reingleichen), die in unseren („numerischen") Farbdreiecke zu Linie WS $\parallel$ sind. Schattengleiche heißen sie, weil sie durch zunehmende Beschattung (wachsenden Schwarzgehalt) eines Gegenstandes, z. B. eines grünen Blatts oder roten Stücks Papier hervorgerufen werden.

$w : s = \text{const}$ sind die Graugleichen (**Isaipolien**), man kann sie auch $\frac{w}{w + s} = \text{const}$ schreiben; dies ist leicht zu verifizieren und ergibt sich direkt aus den bekannten Sätzen über

4 proportionale Größen, wenn man const $= \frac{c_1}{c_2}$ setzt und bedenkt, daß jede beliebige Kombination von c_1 und c_2 ebenfalls eine Konstante ist. Ebenso sieht man leicht ein, daß die Graden $\frac{w+r}{s+r} =$ const ebenfalls mit den durch die Gleichung $\frac{w}{s} =$ const definierten identisch sind.

Betrachtet man rws als **Dreieckskoordinaten**, mit der Nebenbedingung (eine solche muß ja stets vorhanden sein) $r + w + s = 100$, so ergeben sich die oben abgeleiteten Gleichungen sozusagen von selbst.

2. Spiegelungen des Farbdreiecks.

Es ist sehr naheliegend, das Farbdreieck über seinen ursprünglichen Bereich hinaus, etwa über die „hellklare“ Linie RW, fortzusetzen. Man erhält in diesem Fall **negative** Schwarzgehalte. Man kann nun einfach **definieren**, das durch Spiegelung an RW erhaltene neue Dreieck $R_{(1)}WS_2$ sei dem ursprünglichen $R_{(1)}WS_{(1)}$ spiegelbildlich gleich. Aber die Annahme — s s hat doch auch wohl ihre physikalische, **energetische** Berechtigung. s bedeutet ja nur das Nichtvorhandensein von farberzeugenden Vorgängen an gewissen Spektralstellen; — s kann nichts anderes bedeuten. Mit w ist es ganz ebenso; — w bedeutet, daß die Vorgänge, die w erzeugen, in entgegengesetzter Richtung erfolgen; das ist hier, wo fast nie **kohärentes Licht** in Frage kommt, gleichgültig.

Die 2. Spiegelung von R_1WS_2 längs WS_2 führt zu einem andern Ergebnisse: dem **Ostwald**schen „Farbkörper“ entsprechend wird das 3. Dreieck R_2WS_2 eins für die **Gegenfarbe** $c' = 100 - c$ der ursprünglichen (von R_1WS_1). Bei fortgesetzter Spiegelung würde aber das $\triangle R_3WS_1$ dem Farbton c statt wie in Wirklichkeit c' zugehören. Wir müssen deshalb eine (sehr einfache) **Riemann**sche Fläche, nämlich 2 etwa längs R_2W zusammenhängende Ebenen denken. Die Dreiecke R_2WS_3, R_3WS_3 usw. liegen dann im unteren Blatt, R_5WS_5 bis R_6WS_1 wieder im oberen. Je 2 übereinanderliegende Dreiecke haben die gleichnamigen Endpunkte WRS (nur mit um 3 verschiedenem Zeiger), aber entgegengesetzte Farbtöne. Denkt man sich nun die Dreiecke der oberen Ebene durchlöchert, etwa abwechselnd „leere“ und „volle“ Quadrate von solcher Kleinheit, daß beim normalen Sehen die Farben der oberen und unteren Ebene sich physiologisch vermischen, so ergeben, falls das Verhältnis der Flächeninhalte der leeren zu dem der vollen Quadrate $= 1$ ist (man könnte von einem **Durchsichtigkeitsquotienten** 1 oder noch besser Durchsichtigkeitskoeffizienten $^1/_2$ oder 50 Proz. reden), die Gegenfarben ein Weiß von r Proz., so daß das Gesamtweiß $r + w$ wird, und zwar an jedem Punkte. Wir erhalten also dann 6 **Graudreiecke**, die abwechselnd mit der Graulinie WS und der Weißlinie $(WR =) WW$ aneinander stoßen; die äußeren Seiten sind stets WS-Seiten, also Graulinien.

Wie die Verhältnisse bei einer Spiegelung des Farbdreiecks um RS liegen, ist hiernach leicht einzusehen.

3. Das wirkliche Farbdreieck.

Wie **Ostwald** gezeigt hat und jeder nachprüfen kann, haben die von den Malern als „kalt“ bezeichneten Farben (etwa 35—85c) einen „natürlichen“, von ihm auf etwa $^1/_3$ geschätzten Schwarzgehalt, d. h. ihr $s \geq 33$, während es bei den „warmen“ Farben, besonders um 05c herum, bis auf 0 herabgehen kann. Da nun auch das „absolute“ Schwarz nicht streng erreichbar ist, sondern nur ein „Grau“ 02 bis 04, sagen wir 03, so ist die letzte realisierbare Transversale von R auf die Graulinie WS nicht durch $\frac{w}{s} = 0$, sondern durch $\frac{w}{s} = \frac{3}{97}$ gegeben. Bezeichnet man ihren Schnitt mit WS mit S', so sind die Farben des (schmalen) $\triangle RS'S$ auch bei den warmen Farbtönen praktisch nicht herzustellen.

Bei den kalten Farben ist statt R der Punkt R', der Schnittpunkt der Geraden $r : s = 1 : 2$ mit RS zu nehmen. Auch die Farben des ziemlich großen $\triangle R'RW$ sind nicht herstellbar, ebensowenig natürlich die des $\triangle R'S'S$. Eine „hellklare“ Reihe sensu stricto gibt es also überhaupt nicht. WR' macht aber den **Eindruck** einer solchen.

4. Farbe und Gegenfarbe = Grau.

Nach **Ostwald**[1]) ergeben 2 reine Gegenfarben ein Grau 50 (d. h. $w = 50$, $s = 50$). Da nun von 2 Gegenfarben stets eine der „kalten“ Hälfte des Farbkreises angehört, also einen Schwarzgehalt von 33 bei größter Reinheit hat, muß, damit die entstehende Mischung eine **unbunte** Farbe wird, auch die zugehörige Farbe aus der warmen Hälfte 33 Proz. Schwarz enthalten, d. h., das wirklich entstehende Grau hat den Weißgehalt 17 (100—50—33). Das ist ein „mittleres“ Grau. Da man 100 proz. Weiß zwar selten, 80—90 proz. aber öfter zu sehen bekommt, das tiefste Schwarz aber

1) Mathet. Farbenlehre, S. 88.

selten unter 3 kommt, erscheint uns als „mittleres Grau“ nicht das mit $w = 50$, sondern mit $w = \sqrt{3 \cdot 90} = 17$, das geometrische Mittel von „ganz weiß“ und „tiefschwarz“.

Mehr anhangsweise möchte ich hier bemerken, daß ich auf der Grauskala bis 60 die Farben als weiß bezeichnen würde, bis 36 hellgrau, bis 20 mittelgrau, bis 12 dunkelgrau, von da ab schwarz. Diese Weißgehalte entsprechen fast genau der geometrischen Reihe mit dem Quotienten 0,6.

Bei der Mischung von Gegenfarben, die Weiß enthalten, wird natürlich auch das entstehende Grau heller.

Die allgemeine Formel für die Mischung zweier verschieden reiner Gegenfarben $c_1 w_1 s_1$, $100 - c_1 w_2 s_2$ läßt sich leicht aus dem Farbenrhombus, dessen eine Diagonale die Graulinie, dessen andere durch $w = s$ definiert ist, ablesen. Man ersieht daraus sofort die Richtigkeit der oben angeführten Ostwaldschen Bemerkung: Die resultierende Mischfarbe liegt in der Mitte der Verbindungslinien der Punkte, die die beiden Gegenfarben repräsentieren. Man sieht auch gleich, daß die Reinheiten gleich sein müssen, wenn eine unbunte Mischfarbe resultieren soll. Die Verhältnisse bei der Mischung beliebiger Farben sollen an dieser Stelle nicht untersucht werden; man bedarf dazu des im nächsten Abschnitte zu besprechenden Farbendoppelkegels.

5. Das Farbendoppelkonoïd.

Durch Rotation des „idealen“ Farbendreiecks RWS um die Graulinie WS erhält man den Farbendoppelkegel, dessen „Nordpol (um die Ideen zu fixieren) W, Südpol S, Äquator der „Reine-Farben-Kreis“ ist. Herstellbar ist der Doppelkegel in praxi nicht. Nehmen wir als „Nullmeridian“ etwa die Linie

$$S - (c = 00 =) \text{Reingelb} - W,$$

so wird der Äquator ein ellipsenartiges Gebilde und liegt auch nicht mehr in der früheren Ebene, sondern tiefer, bei den „kalten Farben“, auf dem durch die Kennzahlen $c \cdot 00 \cdot 33$ bezeichneten Punkte. Man könnte das Gebilde als Doppelkonoïd bezeichnen.

Anders ist es wieder beim logarithmischen Farbdreieck, das man für diese Zwecke vielleicht am besten so legt, daß WR horizontal, WS vertikal geht; beide Punkte R $(r = 100)$ und S $(s = 100)$ liegen im Unendlichen. Bei der Rotation entsteht dann ein „Halbraum“, der sich aber in Wirklichkeit auf ein einfaches Konoïd reduziert. Benutzt man statt der Kennzahlen die „Farbzeichen“ (was hier im wesentlichen auf eine wechselnde Einteilung der Grundfläche hinausläuft), so wird ein richtiger Kegel, mit der Spitze nach unten, daraus, oder wenigstens ein Konoïd mit einem Kreis als Grundfläche, während der „Pol“ der Meridiane nicht stets auf dieselbe Stelle der Kegelachse zu fallen braucht.

6. Reduktion der Kennzahlen.

Keine in der Natur vorkommende Fläche ist „ideal rauh“. Während nun bei vielen Farbaufstrichen und sonstigen Farben sich die Spiegelung bei Ermittelung der Kennzahlen nicht sehr störend bemerkbar macht, ist dies mehr der Fall z. B. bei Baumblättern. Zumal bei alten Eichblättern von an sich nur kleiner Reinheit empfand ich den Spiegelungseinfluß oft sehr störend. Bei Einzelmessungen kam manchmal $w + s > 100$ heraus, also eine unmögliche negative Reinheit. Hierbei, wie auch bei Benutzung schlechter Farbfilter, wird r stets zu klein gefunden. Die von mir benutzten, von Ostwald persönlich hergestellten Farbfilter[1]) sind gut; an ihnen hat es nicht gelegen, sondern eben an der Spiegelung. Man kann nun (wenigstens mit erster, aber guter Annäherung) annehmen, daß man das Verhältnis $w : s$ richtig erhält. Die Reinheit kann man schätzen, wenn man genug Übung hat, auch durch Vergleich mit Ostwalds „Farbkörper“-Atlas (annähernd und) hinreichend genau bestimmen. Zu exakten Bestimmungen der Kennzahlen ist der Farbkörper nicht geeignet und nicht bestimmt. Hat man nun so auf eine Art r ermittelt und sind w_B und s_B die beobachteten Weiß- und Schwarzgehalte, so sind die berechneten w_R und s_R aus den Gleichungen

$$w_R = w_B \frac{100}{r + w_B + s_B}$$

$$s_R = s_B \frac{100}{r + w_B + s_B}$$

zu bestimmen.

Durch Polarisierung des Lichts ließe sich die Spiegelung wohl vermeiden. Ich habe, nicht ohne Erfolg, zu diesem Zweck, am Fenster mit Seitenlicht arbeitend, einen Satz schräggestellter Glasplatten angewandt.

1) Kol. Unters. V, diese Zeitschr. **21**, 159, 1920.

Potsdam, 11. April 1923.

(Eingegangen 16. April 1923.)

Über die anomale magnetische Anfangspermeabilität in *Ni* und Stahldrähten in Wechselfeldern hoher Frequenz.

Von B. Wwedensky und K. Theodortschik.

In einer früheren Arbeit[1]) haben wir gefunden, daß die Permeabilität der Eisendrähte im Wellenlängenintervall von etwa $\lambda = 300$ m bis $\lambda = 54$ m nicht konstant ist, sondern einen ziemlich verwickelten Verlauf zeigt. Weitere Untersuchungen haben nun gezeigt, daß dieselbe Anomalie auch *Ni* und Stahl aufweisen. Im folgenden mögen die Resultate[2]) mitgeteilt werden, die nach der in der zitierten Arbeit angewandten Grundmethode (Schwebungsmethode) ohne Abänderung der Apparatur erhalten wurden.

Über die Einzelheiten möge auf die zitierte Arbeit verwiesen werden; hier sei nur folgendes erwähnt: Die durch die Einführung des Ferromagnetikums in die Selbstinduktionsspule eines Schwingungskreises verursachte sehr geringe Änderung ΔL der Selbstinduktion L wurde durch die entsprechende Änderung der Kapazität C kompensiert; dann gilt

$$\frac{\Delta L}{L} = -\frac{\Delta C}{C}$$

und ferner

$$[\mu] = 1 + \frac{S}{q} \frac{(-\Delta C)}{C};$$

hier bedeuten: $[\mu]$ die scheinbare Permeabilität, S und q die Querschnitte der Selbstinduktionsspule bzw. des Ferromagnetikums (Drähte). Die erhaltenen Resultate sind in den Tab. I und II

Tabelle I.
Nickel $d = 0{,}099$ mm

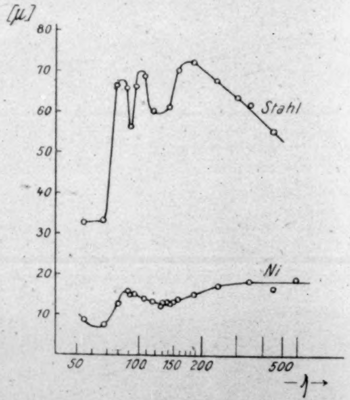
Nr.	$\lambda\, m$	C	$-\Delta C$	Spule	$\frac{S}{q}\, 10^{-4}$	$[\mu]$
19	585	1024	0,330	A	5,32	18,2
18	458	603	0,170	„	„	16,0
17	354	358	0,101	„	„	17,5
16	245	166	0,050	„	„	17,0
1	187	523	0,296	D	2,41	14,6
2	157	374	0,199	„	„	13,8
15	148	330	0,162	„	„	12,8
11	140	308	0,143	„	„	12,2
14	137	299	0,143	„	„	12,5
13	133	282	0,139	„	„	12,9
12	128	258	0,114	„	„	11,7
3	118	216	0,107	„	„	13,0
4	105	180	0,094	„	„	13,6
5	94	150	0,085	„	„	14,9
10	91	135	0,076	„	„	14,5
6	89	129	0,078	„	„	15,5
9	79	448	0,158	C	3,23	12,4
8	67,5	337	0,063	„	„	7,05
7	54	225	0,052	„	„	8,5

1) B. Wwedensky und K. Theodortschik, Ann. d. Phys. **68**, 463, 1922.

2) Vorgetragen in der Sitzung der VIII. Versammlung der Russischen Elektrotechniker (Oktober 1921).

Tabelle II.
Stahl $d = 0{,}050$ mm

Nr.	$\lambda\, m$	C	$-\Delta C$	Spule	$\frac{S}{q}\, 10^{-4}$	$[\mu]$
15	458	603	0,157	A	20,8	55,2
14	354	358	0,104	„	„	61,5
1	301	1282	0,840	D	9,46	63,1
13	245	166	0,053	A	20,8	67,5
2	187	523	0,393	D	9,46	72
3	157	374	0,272	„	„	70
12	140	308	0,196	„	„	61
4	118	216	0,135	„	„	60
5	105	180	0,129	„	„	68,7
6	94	150	0,103	„	„	66,2
11	91	135	0,078	„	„	56
7	89	129	0,089	„	„	66
10	79	448	0,232	C	12,65	66,3
9	67,5	337	0,085	„	„	33
8	54	225	0,056	„	„	32,5



und in der Fig. 1 zusammengestellt. Die Drähte waren wie früher von 15 cm Länge; ihre Stärke betrug für *Ni* 0,099 mm und für Stahl 0,050 mm; sie waren je sieben an Glasstäbchen mit Wachs angeklebt. Die magnetische Feldstärke betrug, wie die Messungen ergaben (l. c.), wenige Hundertstel Gauß; also kann die beobachtete Permeabilität wirklich als Anfangspermeabilität betrachtet werden.

Wie die Kurven zeigen, ist auch hier der Verlauf der Permeabilität verwickelt, besonders beim Stahl (abgeschreckt). Obwohl in der *Ni*-Kurve das Maximum bei ca. 88 m auftritt (bei *Fe* bei ca. 100 m), besteht doch zwischen *Ni* und *Fe* eine unerwartete Ähnlichkeit. Der Stahl erweist deutlich das „*Fe*-Maximum" (bei ca. 100 m); außerdem besitzt er noch zwei Maxima bei ca. 88 m und 180 m.

Die Veränderlichkeit der Permeabilität mit λ zeugt für das Vorhandensein einer selektiven

Absorption oder „magnetischen Leitfähigkeit" (Arkadiew[1]), die u. a. auch in die Wirbelstromformeln eingehen muß. Da die Untersuchung der Absorption noch im Gang ist, verschieben wir auch die Bestimmung der „wahren" Permeabilität auf eine zukünftige Mitteilung und führen hier auch keine Korrektion auf Wirbelströme ein.

1) W. Arkadiew, diese Zeitschr. **14**, 928, 1913; Ann. d. Phys. **65**, 643, 1921; R. Gans u. R. Loyarte, Ann. d. Phys. **66**, 110, 1921.

Moskau, Physikalisches Institut der Universität, Januar 1923.

(Eingegangen 5. März 1923.)

Zur Notiz von Herrn A. Goldhammer über Permeabilität eines künstlichen magnetischen Mediums (diese Zeitschr. 24, 111, 1923).

Von H. Maurer.

Herr Goldhammer hat mit Recht darauf hingewiesen, daß man in Poissons Formel zur Berechnung der Permeabilität μ' eines künstlichen Mediums die Permeabilitäten μ_0 des Materials einsetzen muß, die nicht der äußeren Feldstärke H_e sondern der inneren H_i entsprechen, wo zwischen den Größen die Gleichung $3 H_e = (\mu_0 + 2) H_i$ besteht. Mit den μ_0 Werten aus Landolts Tabellen erhält man dann folgenden Vergleich zwischen Rechnung und Beobachtung:

H_e	18,8	100	163	222	341
H_i	1,3	5,9	9,5	12,5	18,2
μ_0	42,6	48,5	49,8	51,1	54,3
μ' (ber.) . .	2.328	2,345	2,348	2,351	2,357
μ (beob.) .	2,393	2,398	2,402	2,409	2,413

Die beobachteten Mittelwerte μ sind also etwa 2,4 Proz. größer als die berechneten. Da μ_0 nur zwischen 42,6 und 54,3 schwankt, war der von Herrn Goldhammer zur Rechnung benutzte Wert $\mu_0 = 70$ merklich zu groß; auch er entsprach den äußeren Feldstärken H_e statt den inneren H_i. Um den bei $H_e = 18{,}8$ beobachteten Wert $\mu = 2{,}393$ auch rechnerisch zu erhalten, müßte man $\mu_0 = 80{,}2$ einsetzen, was bei dem Stahl aus Landolts Tabellen einem Wert $H_i =$ ca. 43 entspräche. Eine solche Steigerung gegenüber dem Fall unendlich kleiner Kugeln ($H_i = 1{,}26$) wird man kaum annehmen wollen; weshalb ich glaube, daß der Stahl der Goldhammerschen Versuche wohl etwas andere Permeabilität als jener in Landolts Tabellen gehabt hat.

Allerdings steht, wie Herr Goldhammer darlegt, die Rechnung überhaupt auf unsicherer Grundlage, weil man H_i und damit das zugehörige μ_0 nicht genau kennen kann, so daß der theoretische Wert, den Herr Goldhammer durch Versuch prüfen möchte, selbst nicht sicher angegeben werden kann. Immerhin sollten sich doch, soweit dies zu ermöglichen ist, die in die Rechnung einzusetzenden Permeabilitäten auf eine praktische Untersuchung der benutzten Stahlsorte selbst gründen.

Berlin, April 1923.

(Eingegangen 30. April 1923.)

Über Verfeinerung der Spiegelablesung.

Von Willy Möbius.

Bei der üblichen subjektiven Spiegelablesung pflegt man mit etwa 2 m Skalenabstand zu arbeiten und noch Zehntel Skalenteile (0,1 mm) zu schätzen. Werden die Ausschläge kleiner als einige Zehntel Millimeter, so wird ein empfindlicheres Instrument benutzt, vorausgesetzt, daß ein solches vorhanden ist. In Ermangelung eines solchen kann man auf den Gedanken kommen, die Ablesung zu verfeinern, und so stellte ich mir die Aufgabe, ein Galvanometer etwa zwei Zehnerpotenzen weiter abwärts benutzbar zu machen. Aussicht auf Erfolg konnte sie natürlich nur dann haben, wenn das Instrument eine gute Ruhelage hatte. Ein von mir benutztes Drehspulgalvanometer der Firma Siemens & Halske zeigte in der Tat eine solche. Trotz der Unruhe im Gebäude war bei der üblichen Ablesung an ihm keinerlei Bewegung durch Erschütterung usw. zu beobachten. Dieses Galvanometer diente daher zunächst als Versuchsinstrument. Es hatte bei 40 Ω System- und 200 Ω Grenzwiderstand den Reduktionsfaktor $130 \cdot 10^{-10}$ Amp./mm/m[1]).

Zunächst wurde versucht, die verfeinerte Ablesung durch starke Okularvergrößerung zu erreichen. Eine solche vertrugen aber die benutzten Linsen und Hohlspiegel nicht. Die stark vergrößerten Bilder von Fäden, Teilstrichen und Spalten zeigten keine genügend scharfen Ränder mehr. Infolgedessen wurde zu einer mittleren Vergrößerung übergegangen unter Benutzung des etwa 30fachen Mikroskopes mit Fadenmikrometer eines Zeißschen Sphärometers nach Abbe, dessen Trommelteile 0,001 mm entsprechen. Das handliche feste Stativ des Instruments ist auch hier außerordentlich zweckmäßig. Um das Mikrometer voll ausnutzen zu können, müssen aber die beobachteten Bilder, abgesehen

1) Infolge einer falschen Zuleitungsspirale; mit der richtigen war der Wert früher halb so groß.

von genügend scharfen Rändern, eine Breite haben, die zu dem Doppelfaden des Mikrometers paßt. Diese Bedingung mußte sich durch Verwendung von Interferenzstreifen erfüllen lassen. Am geeignetsten erschienen die Fresnelschen Streifen. Bei diesem Verfahren brauchte keine so große Vergrößerung angewendet zu werden, wie bei alleiniger Verstärkung der Okularvergrößerung des gewöhnlichen Ableseverfahrens, da die Verkleinerung durch die Fernrohrlinse wegfiel.

Er wurde daher ein Fresnelscher Doppelspiegel hergestellt aus rückseitig versilbertem Objektträgerglas von 1,5 mm Dicke. Die beiden Spiegelchen waren je 10 mm lang und 4 mm breit und mit Klebwachs auf einem Deckglas von 0,35 mm Dicke und passender Größe aufgekittet. Das Ganze wurde an Stelle des Galvanometerspiegels eingesetzt und hat sich schon zwei Monate lang unverändert erhalten. Die Herstellung des Doppelspiegels bietet bei genauer Beobachtung seiner Wirkungsweise[1]) gar keine Schwierigkeit. Es wurde nahezu in Richtung der Spiegelnormalen beleuchtet und beobachtet, und zwar stand der durch Nernstfaden beleuchtete Spalt unmittelbar vor dem Mikroskop, und die Beobachtung geschah unter dem Spalt hindurch, unter Vorschaltung eines etwa 50 cm langen Messingrohres, um störendes Nebenlicht abzublenden. Durch Regulierung der Spaltbreite und geringe Drehung des Spaltes „in seiner Ebene“ kann man auf beste Sichtbarkeit der Streifen einstellen. Aus dem Streifensystem wurde mittels einer Schlitzblende vorm Mikroskop ein Stück von passender Höhe herausgeblendet.

Was nun die Erzeugung der erforderlichen Streifenbreite anlangt, so ist zu beachten, daß diese mit der Entfernung des Mikroskopes von den Spiegeln zu-, mit zunehmender Neigung der Spiegel gegeneinander, von ihrer Lage in einer Ebene ausgehend, abnimmt, daß aber andererseits mit zunehmender Neigung das Interferenzgebiet dem Doppelspiegel näher rückt, und daß endlich die Tiefe des Interferenzfeldes, in Richtung Spiegel-Mikroskop gemessen, mit der Länge der Spiegel wächst. Für den vorliegenden Zweck ist es erwünscht, die erforderliche Streifenbreite in möglichst großer Entfernung vom Spiegel zu erzielen, weil dann bei gleicher Spiegeldrehung eine größere Streifenverschiebung am Mikrometer abgelesen wird[2]). Dem wird aber, wie gesagt, durch die mögliche Spiegellänge ein Ziel gesetzt, denn die wirksame Spiegellänge ist durch den Durchmesser des Galvanometerfensters begrenzt. Dieser wurde durch die verwendete Spiegellänge von 2 × 10 mm gerade voll ausgenutzt. Diese Spiegellänge wiederum ergab bei voller Ausnutzung, d. h. so, daß man vom Beobachtungsplatze aus die Bilder der Lichtquelle gerade an den äußersten Rändern der Spiegel erscheinen sieht, die erforderliche Streifenbreite in etwa 2 m Abstand vom Galvanometer. Die Ausnutzung mußte natürlich durch geeignete Wahl der Spiegelneigung erreicht werden.

Nach Einsetzen des Doppelspiegels ins Galvanometer, das ohne Benutzung einer erschütterungsfreien Aufhängung auf einer in die Zimmerwand gemauerten Steinkonsole stand, zeigte dieses tagsüber Schwankungen, die von Erschütterungen herrührten, von der Größenordnung eines Hundertstel Millimeters. Abends oder auch in den frühen Morgenstunden, besonders des Sonntags, war die Größenordnung der Schwankungen nur noch 0,001 mm. Die Einstellung auf die Streifen war beim Mittelnehmen aus einigen Ablesungen auf etwa 0,001 mm genau, so daß man mit dieser Anordnung unter sonst gleichen Umständen 0,001 mm etwa ebenso sicher ablesen kann, wie man 0,1 mm bei der gewöhnlichen Ablesung schätzt. Folgende Beobachtungsreihe wurde (als erste und einzige) an einem Sonntagvormittag bei leichten Erschütterungsstörungen aufgenommen.

Stromstärke in 10^{-10} Amp.	0,3[3])	1	2	3	5	10[4])	50[3])
Streifenverschiebung in 0,0001 mm (Zehntausendstel mm)	48	150	337	485	728	1515	7520
	70	159	297	412	774	1549	7600
	55	142	281	462	7[illegible]3	1538	7590
	40	159	332	442			
	87	156	274				
	50		285				
	62						
Mittel:	60	153	301	450	745	1534	7570
Stromstärke nach $50 \cdot 10^{-10}$ Amp. als Reduktionsfaktor ausgerechnet	0,40	1,01	1,99	2,98	4,93	10,00	5[illegible]

1) A. Winkelmann, Handbuch der Physik, Bd. 6, S. 907, 1906.
2) Vielleicht ließe sich auch der Abstand der beiden Fäden des Mikrometers voneinander noch etwas vergrößern.
3) Stärkere Erschütterungsstörungen, Montag vorm. gemessen.
4) Auch schon stärkere Störungen.

Die größte Abweichung der gemessenen von der wirklichen Stromstärke beträgt hiernach $0{,}07 \cdot 10^{-10}$ Amp., was einer Ablesungsgenauigkeit von 0,001 mm entspricht.

Auf 1 m Skalen- bzw. Mikroskopabstand bezogen ergibt sich also folgende Gegenüberstellung. Bei obigem Drehspulinstrument und gewöhnlicher Ablesung auf 1 mm ist die kleinste zu messende Stromstärke $13 \cdot 10^{-10}$ Amp., bei der Feinablesung $0{,}13 \cdot 10^{-10}$ Amp., beim zweispuligen Panzergalvanometer nach Du Bois und Rubens[1]) mit leichtem Gehänge, 10 Sek. Periode und $2 \times 100\,\Omega$ parallel (Normalempfindlichkeit 800) und 0,1 mm Ablesung $0{,}18 \cdot 10^{-10}$ Amp., beim „Eisengalvanometer" nach Paschen[2]) mit 8 Sek. Periode, $17\,\Omega$ und 0,1 mm Ablesung $0{,}4 \cdot 10^{-10}$ Amp. Ablesung des Panzergalvanometers auf 0,1 mm ist aber infolge der magnetischen Störungen wohl kaum möglich. Mit dem vierspuligen Galvanometer nach Paschen[2]) mit einer Normalempfindlichkeit von 16000 kann und will diese verfeinerte Ablesung selbstverständlich nicht in Wettbewerb treten. Dagegen wäre die Frage von Interesse, ob sich die Methode der Feinablesung auch auf diese höchstempfindlichen astatischen Instrumente ausdehnen ließe. Denn bei zweispuligen Instrumenten ist wegen der magnetischen Störungen wohl schon von vornherein nicht daran zu denken, und auch bei vierspuligen müßte vorher die gute Ruhelage bei gewöhnlicher Ablesung festgestellt sein, um überhaupt Erfolg zu versprechen. Da der Spiegel bei solchen Instrumenten etwa 2 mm Durchmesser zu haben pflegt, wäre immerhin Aussicht, wenigstens um den Faktor 10 weiterzukommen. Man könnte ja auch versuchen, neben dem Galvanometerspiegel noch einen festen Spiegel zu stellen, so daß beide zusammen ein Spiegelpaar von größerer wirksamer Spiegellänge ergeben. Allerdings würde die Einstellung auf Sichtbarkeit der Streifen dann erheblich schwieriger werden.

Der Abstand zweier dunkler Streifen betrug 0,074 mm. Der gesamte Meßbereich des Fadenmikrometers umfaßt 0,8 mm, so daß der Anschluß an die gewöhnliche Ablesung erreicht ist. Für das Grenzgebiet könnte man entweder mit Widerstand arbeiten oder auch mit der gewöhnlichen Ablesemethode und stärkerer Okularvergrößerung oder mit der Vielfachspiegelmethode nach Geiger[3]). Man kann übrigens auch gleichzeitig mit zwei Meßbereichen arbeiten, dem feinen und dem gewöhnlichen, indem man für diesen nur das Bild der einen Spiegelhälfte benutzt. Diese Möglichkeit ist vielleicht für genaue Nullmethoden von besonderem Vorteil. Natürlich kann man die beschriebene Anordnung auch anderweitig zur Messung sehr kleiner Winkeldrehungen verwenden; 0,001 mm bei 2 m Mikroskopabstand entspricht einem Drehungswinkel von 0,05 Sek. Bei Verwendung längerer Spiegel, falls dies das betreffende Anwendungsgebiet zuläßt, kann man damit noch weiter herunterkommen.

Nachdem ich den Gedanken zu vorstehender Untersuchung gefaßt hatte, machte mich Herr Prof. Dr. Köhler-Jena darauf aufmerksam, daß man auch Interferenzstreifen erhalten könne, wenn man „zwei Spalte auf einem Galvanometerspiegel anbringe". Dieser Gedanke ist schon von P. Weiß[1]) ausgeführt worden, ebenfalls unter Anwendung eines Okularmikrometers. Weiß hat nach seiner Angabe bei 4 m Mikrometerabstand das Vierfache der gewöhnlichen Ablesegenauigkeit erreicht. Volkmann[2]) bemerkt dazu, daß diese Methode der gewöhnlichen nicht überlegen sei. Das stimmt zwar insofern, als kein größerer Winkel erzielt wird. Der Zweck solcher Verfahren ist ja aber nur die genauere Messung des Winkels.

Ich habe daher auch dieses Verfahren nachträglich noch untersucht und gleichzeitig zur Prüfung der Ruhelage verschiedener Galvanometer verwendet. Denn es kam darauf an, festzustellen, ob die notwendige gute Ruhelage nicht nur eine zufällige Eigenschaft des einen von mir benutzten Instrumentes wäre. Im ganzen wurden 12 Drehspulinstrumente untersucht, 7 von Siemens & Halske, 3 von Hartmann & Braun, 2 von Kaiser & Schmidt, von verschiedenen Meßbereichen. Um die zwei Lichtfelder herzustellen, wurde der größte Teil des Galvanometerspiegels durch ein übergehängtes oder vors Fenster geklebtes Schirmchen aus schwarzem Karton abgeblendet, so daß rechts und links je ein Segment von etwa 2 mm größter Breite freiblieb. Bei Hohlspiegeln gelangen die beiden Lichtfelder in der Nähe des Spaltbildes von selbst zur Deckung, und in dieser Gegend entstehen Streifen Fresnelscher Art. Bei Planspiegeln wird dasselbe durch Einschalten einer Linse erreicht.

Auf diese Weise ergaben einige Spiegel recht gute Streifen, wenn auch nie ganz so schön wie der Doppelspiegel, bei anderen konnten sie infolge Verkantung der Lichtfelder[3]) trotz Drehung des Spiegels „in seiner Ebene" (ohne allerdings darauf viel Zeit zu verwenden) nur

1) Du Bois u. Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenkunde 20, 77, 1900.
2) F. Paschen, diese Zeitschr. 14, 521, 1913.
3) L. Geiger, diese Zeitschr. 12, 66, 1911.

1) P. Weiß, Compt. rend. 128, 876, 1899.
2) W. Volkmann, diese Zeitschr. 12, 223, 1911.
3) Vgl. A. Winkelmann a. a. O., S. 918, Fig. 295.

mit Mühe erkannt werden und standen dann oft schief. Es ist daher nicht sicher, ob man mit jedem Spiegel für höchste Genauigkeit brauchbare Streifen bekommt, und man muß im allgemeinen eine etwas kleinere Empfindlichkeit als bei einem guten Doppelspiegel erwarten, zumal auch die üblichen Spiegeldurchmesser (13 bis 15 mm) kleiner sind als die Länge des von mir verwendeten Doppelspiegels von 20 mm. Die erforderliche Streifenbreite entsteht dann in nur etwa 1,5 m Mikroskopabstand, unabhängig von der verwendeten Brennweite von Spiegel oder Linse. Wenn man daher mit dem vorhandenen Spiegel Schwierigkeiten hat und keinen Doppelspiegel herstellen will, ist es vorteilhaft, einen langen schmalen Streifen guten Spiegelglases als Galvanometerspiegel einzusetzen.

Von den 12 Galvanometern, die sämtlich auf der Steinkonsole stehend und mit etwa 1,5 m Skalen- bzw. Mikroskopabstand untersucht wurden, zeigten, abgesehen vom Temperaturgang (s. w. u.) tagsüber bei gewöhnlicher Ablesung 4 Erschütterungsstörungen unter 0,1 mm, 7 zwischen 0,2 und 0,5 mm, 1 fast 1 mm, nachts bei Feinablesung 6 so kleine Störungen, daß gute Streifen auf 0,001 mm abgelesen werden könnten, 3 blieben unter 0,05 mm, die übrigen unter 0,15 mm. Die Hälfte der Instrumente würde also, mit guten Spiegeln versehen, die Feineinstellung in vollem Umfange zulassen. Solche, die tags große Störungen hatten, zeigten sie auch nachts. Die Ursache der Störungen ließ sich ohne eingehendere Untersuchung nicht ganz einheitlich nachweisen. Ein Unterschied auf Grund der Herkunft (Firma) war nicht festzustellen. Dagegen zeigte sich, daß die Instrumente mit starken Störungen einen Fehler an der Zuleitungsspirale hatten, abgesehen von denen von Hartmann & Braun, die keine Spirale besitzen. Meist war sie im unteren Teile nicht richtig auseinandergezogen, sondern einige Windungen liefen durcheinander. Diese Spiralen, meist Bruchstücke der ehemaligen vollkommenen, waren im Institut eingesetzt. Bei einem Instrument gingen nach Glätten der Spirale die Tagesstörungen von fast 1 mm auf 0,1 mm zurück und die Nachtstörungen auf wenige Tausendstel Millimeter. Bei dem Instrument mit den stärksten Nachtstörungen bestand, auch aus anderen Gründen, der Verdacht, daß die Spirale Berührung mit dem Gehäuse hätte. Sie war um mehrere Millimeter exzentrisch angelötet. Nach Beseitigung des Fehlers gingen die Störungen erheblich zurück, aber nicht ganz. Dieses Galvanometer war früher einmal, wie die Nachfrage ergab, vom Tisch herab auf den Boden gefallen. Es dürfte jedenfalls auch hier für gute Ruhelage erforderlich sein, daß der Aufhängefaden die Fortsetzung einer der Hauptträgheitsachsen des Systems bildet. Insgesamt besteht der Eindruck, daß fabrikneue Instrumente eine gute Ruhelage aufweisen werden.

Zwei Störungen, die außer den durch Erschütterung bedingten noch auftraten, mögen nebenher erwähnt werden. Der Nullpunkt verschob sich dauernd, solange sich die Temperatur im Zimmer änderte, und diese Verschiebung ist für die Feineinstellung sehr hinderlich, während sie bei der gewöhnlichen Ablesung kaum bemerkt wird. Sie möge als „Temperaturgang" bezeichnet werden und betrug, soweit sich das ohne sorgfältigere Untersuchung feststellen ließ, meist 2 bis 3 mm auf 1° C und lag im Sinne einer Verminderung der Windungszahl der Zuführungsspirale. Ihre Ursache scheint die Zuführungsspirale zu sein, denn die Hartmann & Braunschen Instrumente zeigten im Durchschnitt einen erheblich kleineren Temperaturgang als die mit Spirale, und bei einem solchen, das keinen merklichen Temperaturgang aufwies, fehlte, wie sich dann zeigte, die Spirale ganz. Drei Instrumente mit abnormem Temperaturgang, etwa 10 mm auf 1° C und entgegengesetztem Drehungssinn, zeigten Spiralenfehler, darunter die beiden oben erwähnten mit schlechter Ruhelage, und nach Beseitigung des Fehlers war auch der Temperaturgang normal geworden. Ferner traten bei der Herstellung kleiner Spannungen durch Abzweigung, zwecks Aufnahme obiger Messungsreihe, störende Thermoströme an dem letzten Abzweigungswiderstand (0,1 Ω eines gewöhnlichen Rheostaten) auf, die durch die Wärmestrahlung des Dampfheizkörpers des Zimmers hervorgerufen wurden und sich nicht durch Einbauen des Rheostaten in eine dreifache Holzkiste mit Luftzwischenräumen, wohl aber durch eine doppelte Metallhülle fast beseitigen ließen. Verwendung eines aus Kupfer hergestellten Zehntelohms brachte die Störung völlig zum Verschwinden.

Zusammenfassung.

Zur Verfeinerung der Spiegelablesung wurde der Galvanometerspiegel durch einen Fresnelschen Doppelspiegel ersetzt und die Interferenzstreifen mit Fadenmikrometer in 2 m Abstand auf 0,001 mm abgelesen. Dadurch wurde die Benutzbarkeit der Instrumente um zwei Zehnerpotenzen abwärts erweitert. Mit gewöhnlichen Spiegeln konnte durch Abblendung der Mitte ähnliches, wenn auch nicht ganz so vollkommen, erreicht werden. Von 12 untersuchten Drehspulinstrumenten zeigten 6 nachts und morgens die für Feinablesung erforderliche Ruhelage. Der Meßbereich des Fadenmikrometers umfaßte

0,8 mm, so daß der Anschluß an die gewöhnliche Ablesemethode besteht.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, April 1923.

(Eingegangen 9. April 1923.)

Zur Dynamik der kugelförmigen Sternhaufen.

Von Erwin Freundlich.

Das Studium der Sternverteilung in den kugelförmigen Sternhaufen ist seit vielen Jahren der Gegenstand häufiger Untersuchungen gewesen. Insbesondere haben v. Zeipel[1]), Plummer[2]) und Strömgren[3]) den Verlauf der räumlichen Sterndichte für eine größere Zahl von Sternhaufen durch Zählungen bestimmt und Eddington[4]) und Jeans[4]) haben theoretische Betrachtungen zu den Ergebnissen dieser Zählungen angestellt. Die später einsetzenden Untersuchungen Shapleys bewegen sich in etwas anderer Richtung. Ihr Ziel ist nicht in erster Linie die Erforschung der Gesetzmäßigkeiten im Aufbau der kugelförmigen Sternhaufen, sondern mehr die Einordnung dieser Gebilde in das System der Milchstraße. Es eröffnet aber die von Shapley begonnene Bestimmung der Farbenindizes der hellsten Sterne in einigen Sternhaufen zugleich auch neue Einblicke in deren Aufbau. Während dieses Material von Herrn Heiskanen und dem Verfasser in einer in der Zeitschrift für Physik (Heft 3/4, 1923) erschienenen Untersuchung benutzt worden ist, um das durchschnittliche Massenverhältnis der Sterne verschiedenen Spektraltyps abzuleiten, sollen hier für die Sternhaufen Messier 3 und Messier 13 noch einige weitere Resultate abgeleitet werden.

Das wichtigste Ergebnis der Zählungen von v. Zeipel und Plummer ist, daß fast alle kugelförmigen Sternhaufen das gleiche Gesetz für den Abfall der Sterndichte pro Volumeinheit mit wachsendem Abstand vom Mittelpunkt mit mehr oder minder großer Genauigkeit zeigen. Dieses Gesetz entspricht aber, wie es scheint, nicht dem für eine Gaskugel im isothermen Gleichgewicht, sondern dem für eine Gaskugel im adiabatischen Gleichgewicht geltenden. Und es haben sich v. Zeipel und andere eifrig bemüht, eine theoretische Erklärung dieser eigenartigen Erscheinung zu geben. Denn vom Standpunkte der statistischen Mechanik ist nur ein der isothermen Gaskugel entsprechender Gleichgewichtszustand der Sternhaufen verständlich. Dieser Zustand muß sich herstellen, wenn die Sterne des Haufens lange genug ihrer gegenseitigen Wechselwirkung ausgesetzt waren.

Es haben aber schon v. Zeipel und Jeans darauf hingewiesen, daß für verschiedene Regionen der Sternhaufen verschiedene Gesetze den beobachteten Dichteabfall besser darstellen. Während für den größeren Teil der Haufen die Formel

$$\varrho = \frac{A}{\left(1 + \frac{a^2}{r^2}\right)^{5/2}}$$

den Verlauf des Dichteabfalls am besten wiedergibt, liefert nach Jeans für eine ganze Reihe von Sternhaufen die Formel

$$\varrho = \frac{k}{r^4},$$

in den Randpartien eine bessere Darstellung.

Bei Sternhaufen mit sehr ausgesprochener Massenanhäufung im Mittelpunkt scheint die isotherme Verteilung der Massen in den zentralen Partien besser erfüllt zu sein.

Bei allen bisherigen Untersuchungen über die Verteilung der Sterne in den kugelförmigen Sternhaufen ist aber ein wesentlicher Faktor außer acht gelassen worden, nämlich der, daß die Massen der einzelnen Sterne innerhalb der Haufen einander nicht gleich sein werden. Infolgedessen kann auch nicht erwartet werden, daß, bei einer Definition der Dichte des Sternhaufens in irgendeinem Volumelement als der Anzahl der Sterne in der Volumeinheit, für den Verlauf dieser Dichte die einfachen Gesetzmäßigkeiten gelten, die für eine Gaskugel bestehen, die nur Atome einer einzigen Gasart enthält.

Man muß durchaus damit rechnen, daß die Massenwerte für die hellsten Sterne in den Sternhaufen um Beträge schwanken, die zwischen 2 und 20 Sonnenmassen liegen können. Wenn sich ein Sternhaufen in dem Zustand einer isothermen Gaskugel befindet, so wird die Sternzahl pro Volumeinheit für verschiedene Partien des Haufens keineswegs so variieren, wie innerhalb einer Gaskugel aus Atomen einer Gasart, sondern vielmehr entsprechend einer Gaskugel, die aus einem Gemisch verschiedener Gase besteht. In einer solchen Gaskugel ordnen sich bei isothermem Gleichgewicht die verschiedenen Atomarten unabhängig voneinander so an, daß der Dichteverlauf innerhalb jeder an dem Aufbau beteiligten Gasart der gleiche ist, als wenn sie allein vorhanden wäre. Dabei konzentrieren sich die Atome größeren Atomgewichts stärker

1) Ann. de l'Obs. de Paris, Bd. 25.
2) M. N. Vol. 71 u. 76.
3) Publ. Obs. Kopenhagen, Nr. 16, 1914.
4) M. N. Vol. 76.

gegen den Mittelpunkt, während die leichteren Atome in den Randpartien an Zahl überwiegen. In welchem Maße dies der Fall ist, lehrt die Tabelle I[1]), welche die Anzahl der Wasserstoff-

Tabelle I.

z	$m = 2$	$m = 20$
0 km	$10 \cdot 10^{13}$	$12 \cdot 10^{13}$
20 „	$8 \cdot 10^{13}$	$1.4 \cdot 10^{13}$
80 „	$4 \cdot 10^{13}$	$0.3 \cdot 10^{11}$
160 „	$2 \cdot 10^{13}$	$0.5 \cdot 10^{7}$

atome ($m = 2$) und Neonatome ($m = 20$) pro ccm für äußere Regionen der als isotherm angenommenen Erdatmosphäre mit zunehmender Höhe (in km) angibt. Während beim Wasserstoff die Dichte nur auf $^1/_5$ des Ausgangswertes sinkt, fällt sie beim 10 mal so schweren Neon in der gleichen Höhe von 160 km über der Erdoberfläche auf etwa ein Zehnmilliontel des Ausgangswertes herab.

Für jede Gasart mit dem Atomgewicht m_ν wird die Dichte durch die Formel wiedergegeben:

$$\varrho_\nu = \varrho_0^{(\nu)} e^{-2hm_\nu\Phi},$$

in welcher Φ den Wert des Gravitationspotentials an der betrachteten Stelle darstellt. Für die aus mehreren Gasarten bestehende Gaskugel ist dann die Dichte, definiert einfach als die Gesamtzahl der Atome pro Volumeinheit, gegeben durch

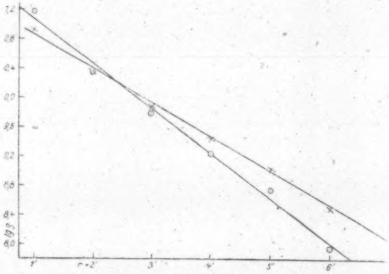
$$\varrho = \sum_1^n \varrho_\nu = \sum_1^n \varrho_0^{(\nu)} e^{-2hm_\nu\Phi},$$

und zeigt einen Verlauf, der wesentlich von dem Mischungsverhältnis der verschiedenen Gasarten und von den Unterschieden ihrer Atomgewichte abhängt.

Es wird also auch bei einem Sternhaufen, der sich im isothermen Gleichgewicht befindet, der Dichteverlauf, wie er aus den Zählungen folgt, wesentlich davon abhängen, wie die Massenwerte der Sterne innerhalb des Haufens voneinander abweichen und in welchem Zahlenverhältnis die verschieden großen Sterne zueinander stehen. Durch geeignete Wahl dieser beiden zurzeit noch unbekannten Faktoren wird man sicherlich den beobachteten Dichteverlauf in den kugelförmigen Sternhaufen unter der Voraussetzung isothermen Gleichgewichts wiedergeben können, ohne zu komplizierten und theoretisch unverständlichen Annahmen schreiten zu müssen.

Diese Auffassung wird bestätigt, wenn man, wie es bei den Sternhaufen M 3 und M 13 aus der Messung der Farbenindizes der hellsten ihres Sterns möglich geworden ist, den Spektraltyp und die absolute Helligkeit als Kriterium für die mittlere Masse der Sterne wählt.

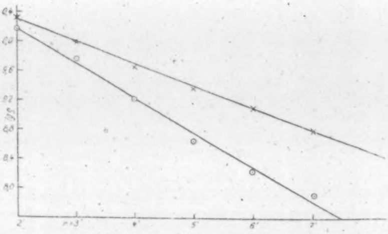
Teilt man die Sterne dieser beiden Sternhaufen in zwei Gruppen, von denen die eine alle Sterne mit dem Farbenindex *a—f*, die



Messier 13, Verlauf von lg ϱ
× *A—F*-Sterne ⊙ *G—M*-Sterne

Fig. 1.

andere alle mit dem Farbenindex *g—m* enthält, so offenbaren die Mitglieder beider Gruppen eine verschieden starke Konzentration gegen den Mittelpunkt der Haufen, wie sie in Erscheinung treten müßte, wenn die Sterne der 2. Gruppe im Mittel massiger wären als die der ersten[1]).



Messier 3, Verlauf von lg ϱ
× *A—F*-Sterne ⊙ *G—M*-Sterne

Fig. 2.

Die Bestimmung von lg ϱ für jede Gruppe nach den von v. Zeipel gegebenen Formeln zur Berechnung der räumlichen Dichte in den Sternhaufen aus ihrer Projektion an die Sphäre liefert die in den Figuren 1 und 2 wiedergegebenen, mit Punkten und Kreuzen bezeichneten Werte. Wie man sieht, liegen für beide Sternhaufen die einander zugehörigen Punkte auf geraden Linien, deren Verlauf durch ein-

1) Jeans, Dyn. Theorie of Gases, S. 356.

1) Siehe Zeitschr. f. Phys. 34, 235, 1923.

liche Ausgleichungen abgeleitet wurde. Für jede Sterngruppe gilt also eine Gleichung der Gestalt:

$$\lg \varrho + a \cdot r + b = 0,$$

d. h. der Dichteverlauf in jeder der Gruppen läßt sich durch eine Gleichung der Gestalt:

$$\varrho_i = \varrho_0^{(i)} e^{-2hm_i \cdot g \cdot r}$$

wiedergeben, wie sie für eine isotherme Gaskugel in dem speziellen Falle konstanter Schwerebeschleunigung g besteht. Der aus den Zählungen folgende Verlauf der Dichte für alle Sterne, welcher nach den Zählungen durch die Formel für den adiabatischen Dichteverlauf anscheinend am besten wiedergegeben wurde, folgt einfach aus der Addition der Werte für beide Gruppen:

$$\varrho = \varrho_0^{(a-f)} e^{-2hm_{(a-f)} \cdot g \cdot r} + \varrho_0^{(g-m)} e^{-2hm_{(g-m)} \cdot g \cdot r}.$$

Die Ausgleichung aus den je 6 für jede grade Linie gegebenen Punkten zeigt einen geringfügigen systematischen Gang der Restglieder, entsprechend einer schwach ausgeprägten Veränderlichkeit der Schwerebeschleunigung g, und einen merklich größeren mittleren Fehler für die Gewichtseinheit bei der 2. Gruppe der Sterne mit den Farbenindizes g—m bei beiden Sternhaufen. Da die Einteilung des Sterns nur in zwei Gruppen auch nur eine ganz grobe Unterscheidung nach ihrer durchschnittlichen Masse sein kann, so sind Abweichungen von dem einfachen isothermen Gesetz für den Dichteverlauf innerhalb der einzelnen Gruppen durchaus zu erwarten. Zum Schluß sei noch erwähnt, daß eine genauere Untersuchung der Sternverteilung in M 13 anscheinend noch die Reste einer Spiralstruktur zutage gefördert hat, so daß der endgültige stationäre Zustand im Sternhaufen noch nicht erreicht sein kann. In der Gruppe der A—F-Sterne sind diese Anzeichen einer ungleichmäßigen Verteilung am geringsten angezeigt und dementsprechend liegen die Werte für $\lg \varrho$ bei dieser Sterngruppe mit sehr großer Genauigkeit auf einer geraden Linie, einem isothermen Zustande entsprechend.

Zusammenfassend läßt sich sagen: Die Untersuchung der Sternverteilung in den Sternhaufen M 3 und M 13 lehrt, daß der in ihnen festgestellte Dichteabfall durch die Ineinanderschachtelung zweier, im isothermen Zustand befindlicher, Haufen von durchschnittlich verschiedener Masse ihrer Mitglieder dargestellt werden kann. Es ist darum zu erwarten, daß man in allen Sternhaufen, falls dieselben dem stationären Zustande genügend nahe sind, durch geeignete Annahmen über die Verschiedenheit der Massenwerte und über das Mischungsverhältnis der verschiedenen Massen den beobachteten Dichteverlauf darstellen kann, unter der Annahme des vom Standpunkt der statistischen Mechanik vorerst allein verständlichen isothermen Gleichgewichts.

Potsdam, 7. März 1923, Astrophys. Observatorium, Einstein-Stiftung.

(Eingegangen 23. April 1923.)

BESPRECHUNGEN.

K. Fajans, Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. (Sammlung Vieweg, Heft 45.) Vierte Auflage. 8°. XI u. 137 S. Mit 11 Abbildungen und 14 Tabellen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn A.-G. 1922. M. 18.— + 200 % T.

Das bekannte und anerkannt gute, kleine Buch von Fajans, das nunmehr bereits in der vierten Auflage vorliegt, ist in dieser Zeitschrift beim Erscheinen der ersten und dritten Auflage so ausführlich besprochen worden (siehe diese Zeitschr. **21**, 167, 1920 und **22**, 415, 1921), daß auf den Inhalt desselben im einzelnen nicht erneut eingegangen zu werden braucht. Allerdings hat das Buch in der vorliegenden Neuauflage die Umarbeitung und Ergänzung erfahren, die durch die Fortschritte der letzten Jahre notwendig geworden war. Der Schwerpunkt der Forschung liegt, wie der Verf. in seinem Vorwort richtig sagt, zurzeit nicht mehr bei der natürlichen Radioaktivität und den radioaktiven Isotopen, sondern bei dem Studium der künstlichen Zerlegung der Atome und der Erforschung der Isotopie der gewöhnlichen nicht radioaktiven Elemente. Diesem veränderten Standpunkt wird in der Neuauflage dadurch Rechnung getragen, daß im Kapitel VI die Versuche von Aston, sowie die Methoden zur direkten Trennung von Isotopen (Brönstedt, Hevesy u. a.) ausführlich dargelegt werden. Kapitel IX, in dem die künstliche Zerlegung der Atome behandelt wird, ist entsprechend den neuesten Ergebnissen von Rutherford und seinen Mitarbeitern erheblich erweitert. Kapitel X, das völlig neu ist, ist den Fragen nach der Zusammensetzung der Atomkerne gewidmet. Hier ist vor allem die Arbeit von L. Meitner ausführlich referiert, und im Zusammenhange mit dieser wird ein vom Verf. selbst herrührender bisher noch nicht veröffentlichter Instabilitätssatz besprochen. Man wird dies Kapitel mit besonderem Interesse lesen. Auch Kapitel XI, das die Eigenschaften der Isotopen ausführlich behandelt, ist neu. Schließlich verdient es Erwähnung, daß der Verf. in der Frage der Terminologie der Isotopen seinen

bisherigen Standpunkt zwar prinzipiell beibehält, sich aber aus Gründen der Einheitlichkeit der Darstellung auch der von der Deutschen Atomgewichtskommission angenommenen und von F. Paneth besonders vertretenen Auffassung angeschlossen hat und die Isotopen als Abarten desselben chemischen Elementes bezeichnet. Man wird diesen Entschluß des Verfassers begrüßen. Auf vereinzelte kleine Änderungen der Neuauflage einzugehen, erübrigt sich wohl, ebenso erscheint es kaum erforderlich, das Buch nochmals besonders zu empfehlen. Die Ausstattung ist, was Papier und Druck anbetrifft, gut, doch möchte man den Heften der Sammlung Vieweg gerne eine etwas sorgfältigere und dauerhaftere Heftung wünschen.

W. Grotrian.

P. Groth, Elemente der chemischen und physikalischen Kristallographie. München 1921. Verlag R. Oldenbourg. V und 363 Seiten. gr. 8⁰. 4 Tafeln, 962 Textfiguren und 25 Stereoskopbilder. Preis gebunden Frs. 18.

Desselben Autors Werke „Chemische Kristallographie“ und „Physikalische Kristallographie“ (jetzt vergriffen) werden beide von den Mineralogen schon längst als Standard Works gewertet, das erste als unentbehrliches Nachschlagewerk, das zweite als hochgeschätztes Lehrbuch. Im vorliegenden Band finden sich die wichtigsten Teile der physikalischen Kristallographie in kondensierter Form mit dem ebenso behandelten theoretischen Teile des chemischen Werkes vereinigt, wobei die Zahl der Beispiele aus den einzelnen kristallographischen Symmetrieklassen gegenüber früher stark vermehrt worden ist. Auch die Zahl der Abbildungen von Kristallen ist erheblich größer. So entsteht ein Buch, das neben der Menge konkreter Beispiele nur die fundamentalsten Tatsachen beider größeren Werke zur Aussprache bringt. Das verleiht ihm einen eigenartigen Charakter, der wohl nur ganz spezielle Bedürfnisse befriedigen kann. Vor allem wird der Chemiker, der ohne sich viel mit mineralogischer Theorie belasten zu wollen die hauptsächlichsten kristallographischen Eigenschaften seiner Präparate studieren möchte, den Band gerne zur Hand nehmen. Sicherlich wird er auch neben den gewünschten Daten noch sehr viel Wichtiges in knapper Darstellung in ihm vorfinden. Für ein eingehenderes Studium scheint die Anlage und die Verteilung des Stoffes weniger geeignet; andererseits wird der Fortgeschrittenere, dem das Buch als Auszug des größeren chemischen Werkes gute Dienste leisten wird, die theoretischen Teile meist außer Betracht lassen.

R. Parker.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1923.

Universität Zürich. Meyer: Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerücktere, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Praktikum: Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schrödinger), 2 *g*; Repetitorium der Physik, 1 *g*. — **Schrödinger**: Theorie des Lichtes, 4, Proseminar, 1; Atombau und periodisches System der Elemente, 2, Mathematische Ergänzungen, $1^1/_2$. — **Greinacher**: Radioaktivität, 1; Radiologisches Praktikum, 4. — **Ratnowsky**: Atombau und Spektrallinien, 2. — **Meißner**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Optik, 2. — **Bär**: Geschichte der Wärmelehre, 1. —

Karrer: Organische Experimentalchemie, 6; Aromatische Chemie II, 3; Chemisch-analytisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Mediziner und Veterinäre (mit Gränacher), 3 halbe Tage, für Lehramtskandidaten (mit Waser), 6. — **Henri**: Physikalische Chemie III, 3; Photochemie, 1; Enzymwirkungen und Katalyse, 2; Praktische Übungen in physikalischer Chemie, 2 halbe Tage; Praktische Übungen für Vorgerücktere, 4 halbe Tage; Spezialarbeiten, tägl.; Kolloquium in physikalischer Chemie, 2. — **Treadwell**: Quantitative Analyse, 2. — **Gränacher**: Anorganische Verbindungen höherer Ordnung, 1; Neuere Anschauungen und Ergebnisse auf dem Gebiete der organischen Chemie, 1. — **Waser**: Heterozyklische Verbindungen, 2. — **Ruzicka**: Methoden der organischen Chemie, 2. —

Fueter: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, mit Übungen, 5; Übungen zur mathematischen Behandlung der Naturwissenschaften II, 1; Zahlentheorie, 4. Seminar (mit Speiser), 2. — **Speiser**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1; Differentialgleichungen, 4. — **Kiefer**: Elemente der darstellenden Geometrie mit Übungen, 4. — **Disteli**: Darstellende Geometrie II, mit Übungen, 4; Sphärische Trigonometrie, 2. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 9; Grundzüge der geographischen Ortsbestimmung, 2, Übungen im Beobachten, 3; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der tit. a. o. Professor an der Universität Wien Dr. Friedrich Kottler zum a. o. Professor der mathematischen Physik daselbst, Dr. R. W. Whytlaw zum Professor der Chemie am University College in London, C. B. Carpenter, A. W. Thomas und J. Enrique Zanetti zu a. o. Professoren der Chemie an der Universität Columbia, der Privatdozent Dr. M. Polanyi zum Vorstand der physikalisch-chemischen Abteilung und wissenschaftlichen Mitglied des Kaiser-Wilhelm Instituts für Faserstoffchemie in Berlin-Dahlem, der wissenschaftliche Hilfsarbeiter bei der Chemisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Dahlem Dr. Richard Kempf zum Regierungsrat.

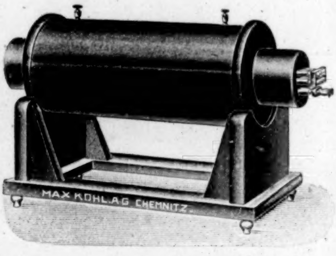
Verliehen: Dem Privatdozenten für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Eberhard Zschimmer die Amtsbezeichnung a. o. Professor, dem Privatdozenten für organische Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. K. G. Jonas die Dienstbezeichnung a. o. Professor.

Rücktritt: Der Director of Research of the National Lamp Works of the General Electric Company Dr. Hyde tritt am 30. Juni von seinem Amte zurück, während er sein Amt als President of the International Commission on Illumination auch fernerhin beibehält.

Gestorben: Der frühere Professor der Physik an der Staatsuniversität von Jowa und für Chemie am St. Louis College of Pharmacy Gustav Dethlef Hinrichs, der Professor für Chemie der Kohle an der University of Illinois in Urbana Dr. Harry Harkness Stoek, der ord. Honorarprofessor der Astronomie an der Universität Erlangen und Leiter der Remeis-Sternwarte in Bamberg Geheimer Rat Dr. Ernst Hartwig, der Professor der Chemie an der Universität in Buenos Aires Pedro N. Arata.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. – Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Max Kohl A.G. Chemnitz



62582. Funkeninduktor mit Sekundärwicklung von geringem Widerstand, für Wehnelt-Unterbrecher, 400 mm Funkenlänge.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

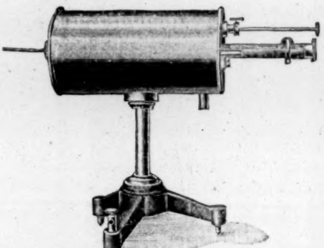
Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise;
Dresden: Grosser Preis.



Apparate für luftelektrische und radioaktive Untersuchungen.
Normalbatterie für elektrostatische Messungen.
Kondensatoren, Mikrowage.
Erdbebenregistrierapparate.

Spindler & Hoyer G.m.b.H.

Mechan. u. opt. Werkstätten
Göttingen 3.

Hochspannungs-Batterien

Vorzüge: Größte Leistung bei kleinstem Raum. Beliebige Trennbarkeit. Niedriger Preis.

Phywe-Hochspannungsbatterien
haben u. a. im Gebrauch

Kaiser Wilhelm-Institut, Dahlem. — Institut für Experimentalphysik, Universität Göttingen. — Institut für theoret. Physik, Universität Göttingen. — Physikal. Institut der Bergakademie Clausthal. — Röntgen-Institut, Techn. Hochschule Stuttgart. — Physikalisches Institut, Universität Frankfurt. — Physikal.-Chem. Institut, Technische Hochschule Karlsruhe. — Physikalisches Institut, Technische Hochschule Karlsruhe. — Teyler-Museum, Universität Leiden-Haarlem. — Radium-Institut, Freiberg i. S. — Institut für Schwachstromtechnik, Dresden. — Realgymnasium Schwelm. — Institut für theoretische und physikalische Chemie, Freies Bildungswesen, Altona. — Natuurkundig Laboratorium der Universität Groningen. — Porzellanfabrik Rosenthal, Selb. — Institut für theoretische und physikalische Chemie, Universität Brünn. — Physikalisches Institut, Universität Wilna. — Chemische Fabrik Griesheim-Elektron, Griesheim. — Kaiser Wilhelm-Institut, Düsseldorf. — Physikalisches Institut, Universität Cernauti. — Physikalisches Laboratorium der medizinischen Fakultät, Posen. — Physikalisches Institut, Universität Helsingfors. — Koch & Sterzel, Dresden. — W. C. Heraeus, Hanau.

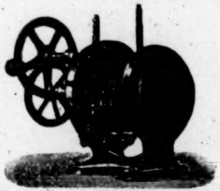
Physikalische Werkstätten A.-G.,

Göttingen 1

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

✧ Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate ✧



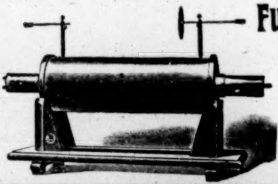
Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Öl-luftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium

Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

••••••• Listen kostenlos von Abteilung E verlangen. •••••••

E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

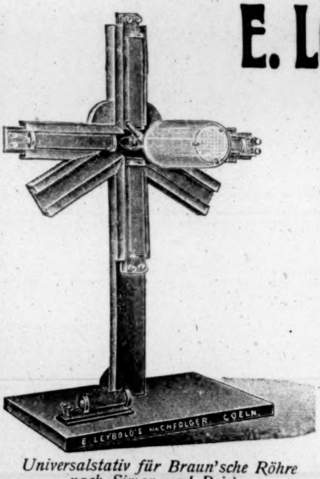
Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.